

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(СПбГУ)

Кафедра физики твёрдого тела
Направление «Прикладные математика и физика»



Динамика вихрей в нанокompозитах со
сверхпроводящими частицами BiSn

Бакалаврская работа студента

_____ Долговой Марии Валерьевны

Научный руководитель:

_____ к. ф.-м. н., доц. **Борисов Б. Ф.**

Рецензент:

_____ к. ф.-м. н., доц. **Абрамович А. А.**

Санкт-Петербург

2016

Оглавление

Введение.....	2
I. Обзор литературы	4
II. Параметры нанокompозита со сверхпроводящими частицами BiSn.....	13
III. Методика измерений.....	14
IV. Результаты эксперимента и их обсуждение	18
V. Обсуждение результатов	32
Выводы	34
Список литературы	35

Введение

Одним из перспективных направлений в современной физике является создание новых сверхпроводящих материалов и технологий на их основе для использования в микро- и наноэлектронике, приборостроении, магнитной технике, электротехнике и пр. Одним из важнейших аспектов при создании новых композитных материалов является изучение влияния различных факторов на ключевые свойства материалов, например, таких как влияние условий ограниченной геометрии на температуру фазового перехода. Исследования в данной области позволяют более детально изучить влияние различных факторов на свойства материалов.

В наше время большое внимание уделяется сверхпроводимости в наноструктурированных металлах и сплавах, поскольку они дают возможность наблюдать уникальные особенности, представляющие огромный интерес для фундаментальной физики. К тому же, с развитием науки в области нанотехнологий, возросла заинтересованность к физическим исследованиям объектов пониженной размерности.

В ходе последних исследований в области низкоразмерной сверхпроводимости: сверхпроводящих слоев, тонких пленок, мезоскопических колец, нанокомпозитов были выявлены совершенно новые варианты движений и структур вихревых систем, такие как переходы между состояниями различной геометрии, изменения динамики движения, сложности диаграмм фазового состояния [28-31]. Нанокомпозиты с металлическими включениями представляют собой еще один вид структур, свойства которых резко меняются под влиянием размерных эффектов и межчастичных взаимодействий. Такие композиты могут быть получены путем встраивания металлов в поры различных нанопористых силикатных матрицах. С помощью использования различных экспериментальных методик, было доказано что, нанокомпозиты со встроенными сверхпроводящими частицами проявляют свойства сверхпроводников II рода с некоторыми особенностями из-за сильных и слабых межчастичных взаимодействий [32,33]. Тем не менее, полное понимание сверхпроводящих свойств мезопористых матриц с металлическими включениями пока не достигнуто. Это касается, в большей степени, динамики и фазовых переходов вихревых систем. Мощный инструмент для изучения поведения вихрей в сверхпроводниках обеспечивается исследованиями динамической восприимчивости [18]. Как правило, совокупность АС измерений зависимостей намагниченности от температуры и поля смещения при разных

амплитудах и частотах переменного поля позволяют получать важную информацию о динамике потока и возможность построения различных типов диаграмм фазового состояния. В конкретном случае на примере нанокompозита с металлическими включениями будут показаны соотношения подвижностей и переходов вихревых систем образца и межчастичных связей, которые определяются геометрией сети пор. В данной работе будет приведен отчет по измерениям намагниченности в постоянном и переменном полях для сверхпроводящего нанокompозита с включениями частиц сплава BiSn. Будут найдены изменения намагниченности от температуры и смещающего магнитного поля при различных амплитудах переменного поля, а также различных частотах. Будут получены кривые мнимой и реальной частей АС-восприимчивости. Полученные результаты будут использованы для построения Н-Т диаграмм, и для расчета полевой зависимости энергий активации. Будет показан переход от положительной к отрицательной кривизне для температур необратимости и для критических температур. Также будут рассчитаны потенциальные барьеры для термоактивационного движения вихревых систем и обнаружено различие динамики вихрей в сильных и слабых полях.

I. Обзор литературы

Явление сверхпроводимости стало возможным наблюдать после того, как в 1908 г. Хайку Камерлинг-Оннесу в Лейденском университете удалось получить жидкий гелий. Благодаря этому открытию Камерлинг-Оннес смог добиваться достаточно низких температур – до 1 К [1], что позволило ему провести ряд экспериментов с металлами и зафиксировать, что при понижении температуры до определенной отметки, зависящей от напряженности магнитного поля, сопротивление некоторых из них полностью исчезает. Этот прорыв в науке был сделан в 1911 году и получил название сверхпроводимости, а спустя два года за свои труды Камерлинг-Оннес был удостоен Нобелевской премии по физике [2]. На Рис. 1 можно наблюдать зависимость сопротивления образца ртути от температуры, взятую из опытов Камерлинг-Оннеса, на которой четко видно резкое падение сопротивления после определенной критической температуры T_c .

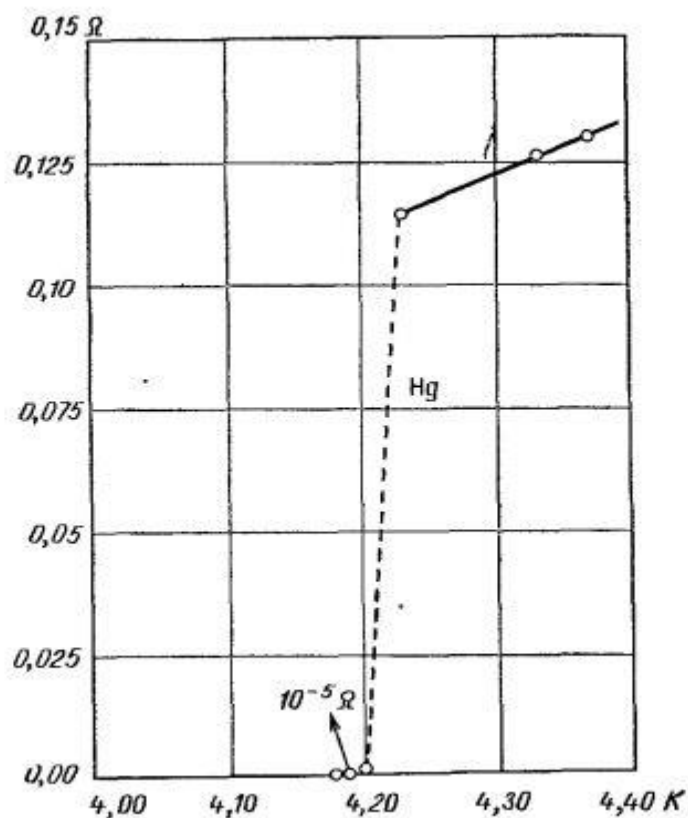


Рис. 1. Зависимость сопротивления образца ртути от температуры [3].

Позднее, к 1933 году, было сделано еще одно интересное открытие в области сверхпроводимости: группа ученых, В. Мейснер, Р. Оксенфельд и Ф. Хайденрейх, показали, что если образец переходит в сверхпроводящее состояние в тот момент, когда он находится в магнитном поле, то он полностью вытесняет магнитный поток из своего объема [4]. Этот эффект назвали эффектом Мейснера и его схематическое изображение можно увидеть на Рис. 2. Объясняется это явление тем, что, когда магнитное поле прикладывают к идеальному сверхпроводнику, в нем индуцируются поверхностные токи, создающие внутри сверхпроводника магнитное поле, которое полностью компенсирует приложенное внешнее поле, таким образом внутри сверхпроводника и поддерживается нулевое значение магнитного потока.

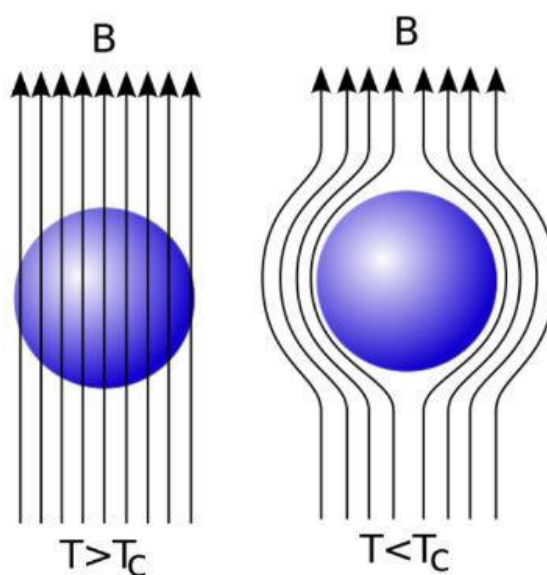


Рис. 2. Схема Эффекта Мейснера. Поток магнитного поля через образец до критической температуры T_c и после [5].

Этот факт привел к выводу, что сверхпроводимость должна разрушаться под действием достаточно сильных магнитных полей. Такое поле, которое способно привести сверхпроводник в нормальное состояние называется критическим H_c , и оно термодинамически связано с разностью свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний при нулевом поле. Выражение $H_c(T) = H_{c0} \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right)$ хорошо описывает зависимость критического поля от температуры.

Совместным трудом двух выдающихся советских ученых стала первая общая теория сверхпроводимости – теория Гинзбурга-Ландау(ГЛ), которая была построена в 1950 году [6]. В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау ввели комплексную волновую функцию ψ как параметр порядка для сверхпроводящих электронов, так что удельная плотность сверхпроводящих электронов имела вид $n_s = |\psi(x)|^2$.

Затем, они вывели дифференциальное уравнение для ψ :

$$\alpha(T)\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2\psi = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{A} – векторный потенциал магнитного поля, α и β – феноменологические коэффициенты, и соответствующее уравнение для сверхтока:

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{m}(\psi^*(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi). \quad (2)$$

Уравнения (1), (2) Гинзбурга — Ландау приводят к интересным выводам. Например, к тому, что в сверхпроводниках существуют две характерные длины. Первая – это длина когерентности ξ :

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{4m|\alpha(T)|}},$$

которая характеризует расстояние, на котором $\psi(\mathbf{r})$ может изменяться без существенного увеличения энергии, и описывает корреляцию термодинамических флуктуаций в сверхпроводящем состоянии.

А вторая – лондоновская глубина проникновения магнитного поля λ :

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}} = \sqrt{\frac{mc^2}{8\pi e^2 |\psi|^2}},$$

где m , e - масса и заряд электрона, n_s – концентрация сверхпроводящих электронов. Отношение $\kappa = \lambda/\xi$ называют параметром Гинзбурга — Ландау.

Еще одним успехом теории является толкование промежуточного состояния сверхпроводников, когда в присутствии поля $H \cong H_c$ существуют как сверхпроводящие, так и нормальные области. Граница между такими областями схематично изображена на Рис. 3.

Впервые объяснение сверхпроводимости на микроскопическом уровне было описано в 1957 году в теории американских физиков Дж. Бардина, Л. Купера и Дж. Шриффера.[7] Название эта работа получила в честь своих основателей – теория БКШ. Еще в 1956 Л. Купер из университета шт. Иллинойс доказал[8], что в проводнике, находящемся в основном состоянии,

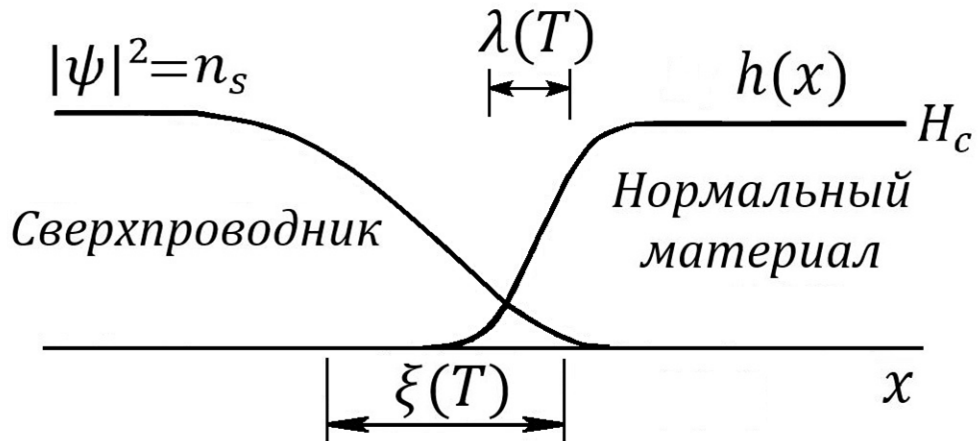


Рис. 3. Граница раздела между сверхпроводящим и нормальным доменами в промежуточном состоянии сверхпроводника. n_s – концентрация сверхпроводящих электронов, $h(x)$ – магнитная индукция [6].

если электроны притягиваются друг к другу, то, сколь бы слабым ни было это притяжение, они образуют связанное состояние. Существует такое притяжение за счет электрон-фононного взаимодействия (Рис. 4) вблизи поверхности Ферми. В пространстве это будет связанная пара электронов – куперовская пара (Рис. 5), перемещающаяся в кристаллической решетке. В теории БКШ было показано, что такие пары обладают нулевым суммарным спином, и поэтому являются бозе-частицами (т.е. подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна). При температуре ниже T_c такие частицы скапливаются на самом нижнем энергетическом уровне, что приводит к бозе-конденсату. Такой конденсат куперовских пар обладает свойством сверхтекучести, а это означает, что электрический ток в сверхпроводнике переносится без какого-либо сопротивления. Все частицы данного конденсата описываются одной волновой функцией от одной пространственной переменной. К тому же, в таком состоянии частицам непросто рассеяться на примесном атоме или другом дефекте кристаллической решетки проводника, т.к. прежде им нужно преодолеть «сопротивление» со стороны остальных частиц конденсата, поэтому сверхпроводящее состояние сохраняется и в случае «грязных» проводников.

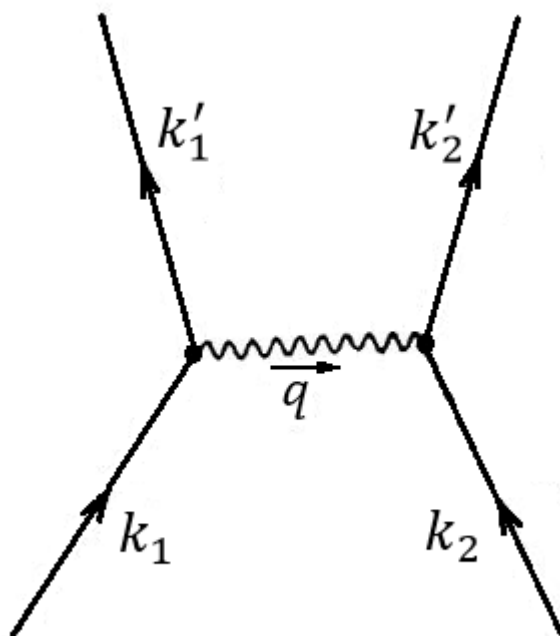


Рис. 4. Схематическое изображение электрон-электронного взаимодействия, передаваемого фононом [9].

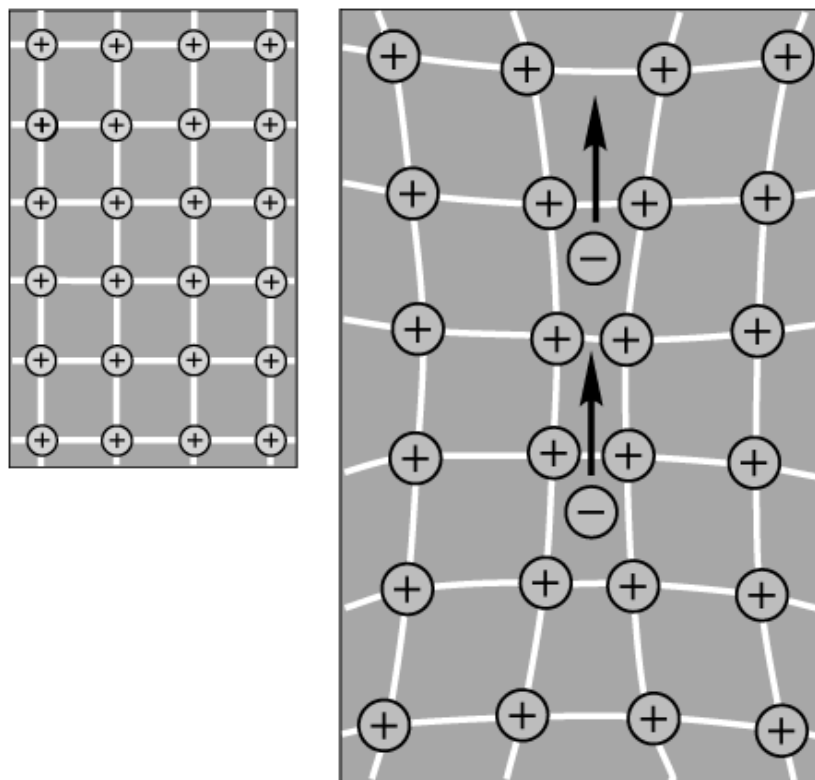


Рис. 5. Движение куперовской пары в кристаллической решетке сверхпроводника [10].

Дальнейшее исследование влияния магнитного поля на сверхпроводники привело к их разделению на сверхпроводники I и II рода. Эту классификацию ввел в своей работе [11] в 1957 году советский физик-теоретик А.А. Абрикосов. Им было обнаружено, что в отличие от сверхпроводников I рода, в которых происходит скачкообразное разрушение сверхпроводимости при определенном H_c , в сверхпроводниках II рода сначала при H_{c1} происходит плавное увеличение проникновения магнитного потока и при H_{c2} сверхпроводящее состояние полностью разрушается (Рис. 6). Из-за частичного проникновения потока диамагнитная энергия вытеснения поля уменьшается, поэтому поле H_{c2} может быть намного большим, чем термодинамическое критическое поле H_c . Благодаря этому свойству стало возможным изобретение сверхпроводящих соленоидов, которые позволяют реализовывать сильные магнитные поля.

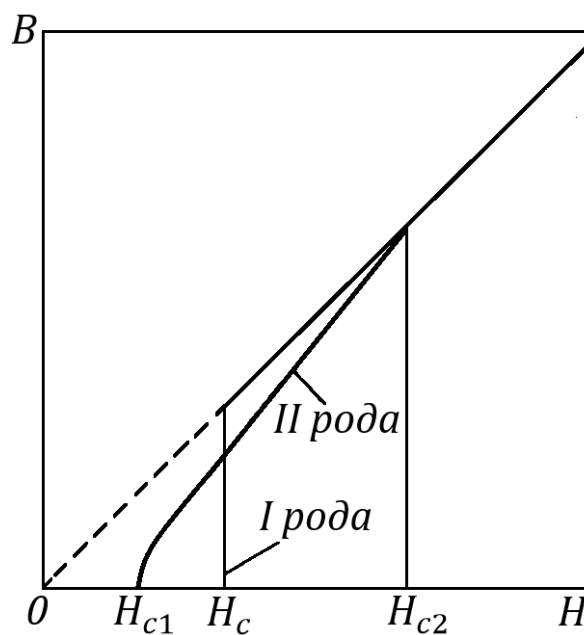


Рис. 6. Сравнение проникновения магнитного поля в сверхпроводники I и II рода [6].

Переход от сверхпроводников I рода к сверхпроводникам II рода происходит при $\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Для сверхпроводников I рода $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, а для сверхпроводников II рода, соответственно $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$.

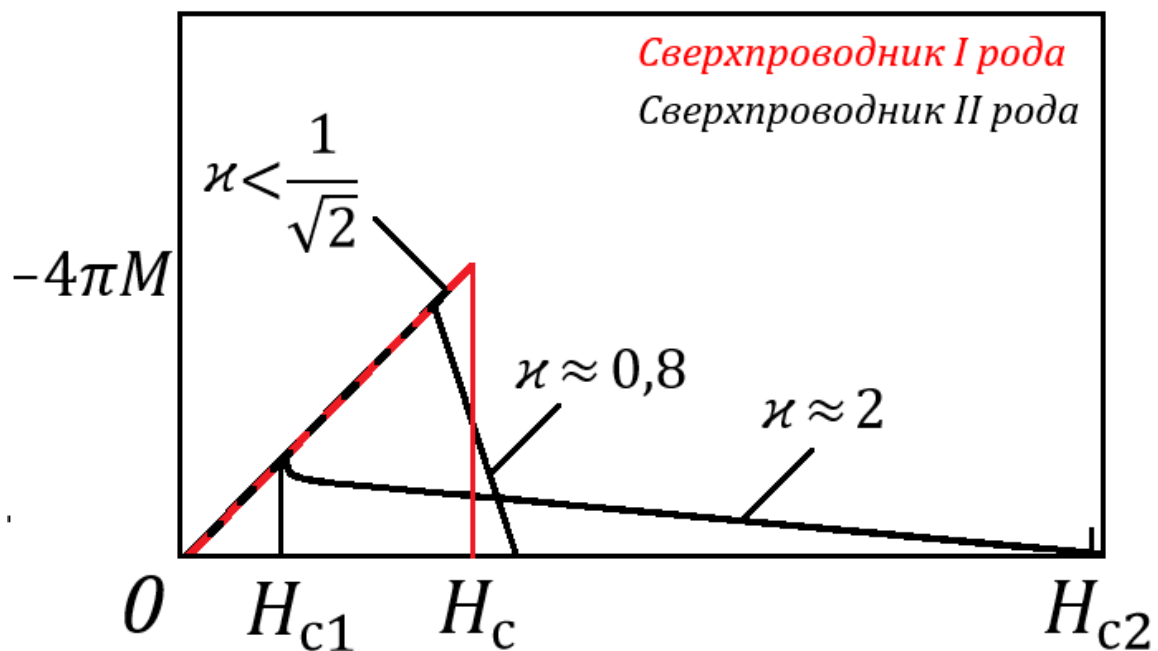


Рис. 7. Сравнение кривых намагниченности 3χ сверхпроводников с одинаковым значением критического термодинамического поля, но с разными значениями параметра κ . Наклонная прямая, проходящая через начало координат, отвечает полному эффекту Мейсснера, когда магнитное поле в глубине сверхпроводника полностью экранируется — сверхпроводник I рода. У сверхпроводников II рода в интервале магнитных полей имеет место частичный эффект Мейсснера[6].

Еще одним открытием А. А. Абрикосова [11] явилось то, что в состоянии между H_{c1} и H_{c2} магнитный поток проникает в образец в виде квантовых вихревых нитей с сердцевинами трубчатой формы, которые вытянуты вдоль направления внешнего магнитного поля. Параметр порядка ψ в нем равен 0, радиус трубки порядка длины когерентности ξ , вихревой ток же захватывает область радиуса порядка глубины проникновения λ . Один такой вихрь несет квант магнитного потока

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Г} \cdot \text{см}^2.$$

Проникновение вихрей становится энергетически выгодным при $H > H_{c1}$. Располагаются вихри внутри сверхпроводника на расстояние друг от друга порядка λ , при этом в поперечном сечении образуя правильную решетку треугольной формы (Рис. 8). С ростом внешнего поля период решетки уменьшается, а плотность вихрей возрастает. В момент, когда поле достигает величины H_{c2} их плотность становится настолько большой, что расстояние между ближайшими вихрями становится порядка длины когерентности ξ . В таком состоянии вихри начинают соприкасаться своими трубчатыми сердцевинами и ψ обращается в 0 по всему проводнику. Таким образом осуществляется фазовый переход второго рода, в результате которого сверхпроводник переходит в нормальное состояние

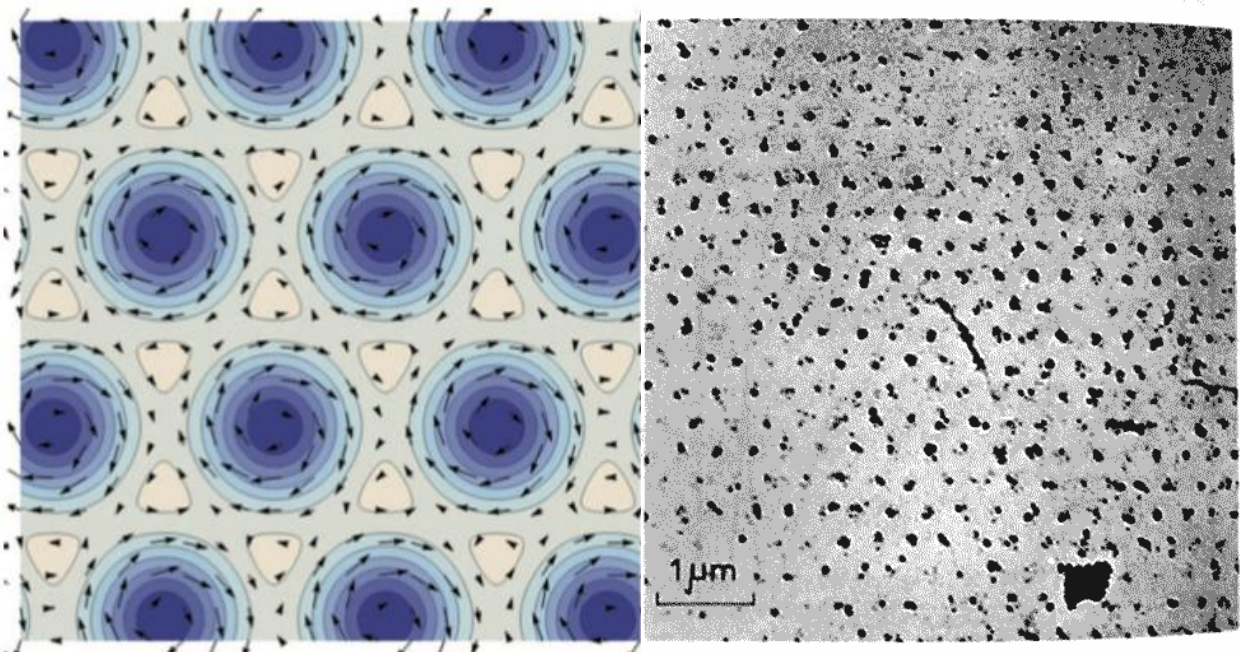


Рис. 8. Схематическое изображение и первая фотография решетки вихрей Абрикосова [15, 16]

Различные неоднородности образца: границы зерен, включения другой фазы, поры и др. дефекты решетки часто называют центрами пиннинга (от англ. to pin – «прикалывать»), приводят к закреплению на них вихрей или по-другому пиннингу вихрей в энергетически выгодных местах. Однако всегда существует термически активированный крип (от англ. to creep – «ползти») потока, при котором вихри прыгают с одного пиннирующего центра на другой (Рис. 9).

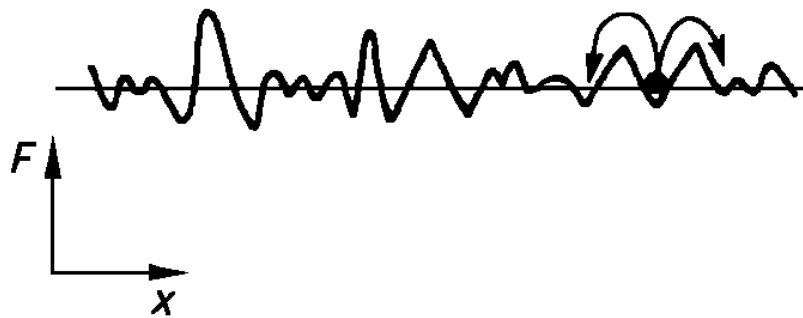


Рис. 9. Схематическое представление перескоков вихрей через барьеры в соседние центры пиннинга [6].

Для частоты скачков предполагается справедливое выражение [26]

$$f = f_0 \exp\left(-\frac{U_a}{k_B T}\right),$$

где f_0 – частота попыток, U_a – активационная свободная энергия, k_B – константа Больцмана.

II. Параметры нанокompозита со сверхпроводящими частицами BiSn

Для исследования был выбран нанокompозит массой 7,58 mg, представляющий собой пористую стеклянную матрицу, заполненную сплавом BiSn. Способ получения такой матрицы включает отжиг подготовленного натриевоборосиликатного стекла, при котором происходит ликвация, с последующим выщелачиванием в разбавленных кислотах. В полученную матрицу под давлением 10 kbar был внедрен жидкий расплав BiSn. Размер пор матрицы составлял порядка 18 nm в соответствии с данными ртутной порометрии. Данный метод основан на том, что жидкость, не смачивающая твердое тело, проникает в его поры лишь при воздействии внешнего давления. Объем жидкости, заполняющей поры, является функцией внешнего давления, что и позволяет получить информацию о распределении пор по размерам. Фактор заполнения пор (отношение объема заполненных пор к общему объему пор) составлял порядка 40%. Объемная доля пор 21%. Поверхность образца была тщательно очищена для того чтобы исключить вклад намагниченности от объемных частиц BiSn.

III. Методика измерений

Измерения DC восприимчивости производились на вибрационном СКВИД магнитометре MPMS3 Quantum Design (Рис. 10).



Рис. 10. Внешний вид вибрационного СКВИД магнитометра MPMS3 Quantum Design

Данный магнитометр сочетает чувствительность СКВИД сенсоров и быстроедействие вибрационной методики. Вибрация образца происходит с фиксированной частотой 14 Hz. В процессе так называемых колебаний (вибраций) образец «протягивается» через четыре СКВИД сенсора (Рис. 11) для детектирования магнитного момента образца. Амплитуда вибрации может устанавливаться в диапазоне 0,1 – 8 mm. Амплитуда выбирается в зависимости от значения магнитного момента образца, чем магнитный момент меньше, тем больше необходимо устанавливать амплитуду вибрации.

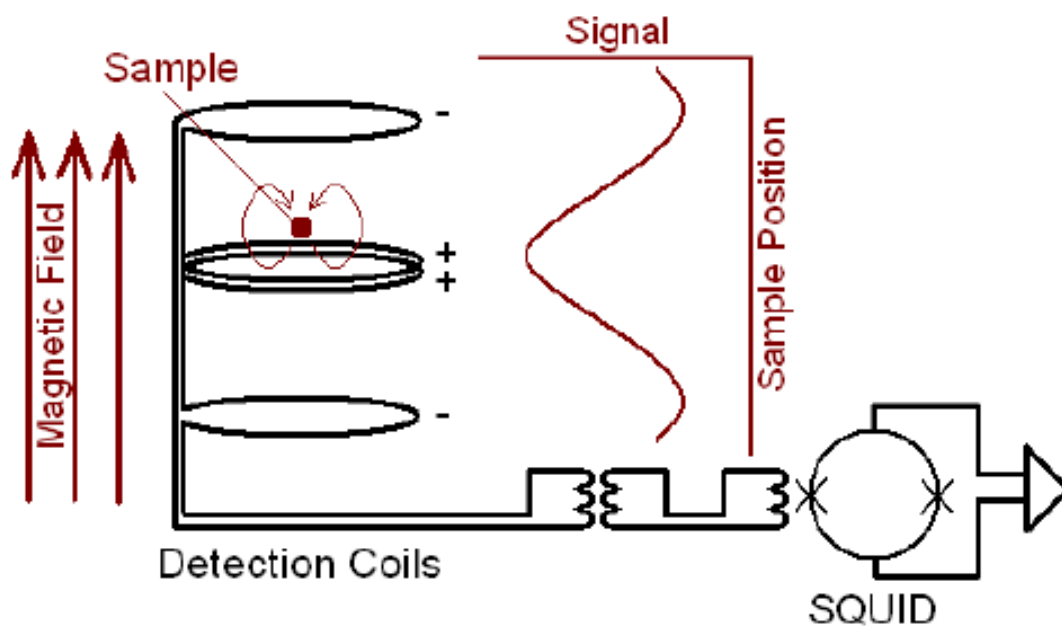


Рис. 11. Схематичное изображение СКВИД сенсоров [16].

Криостат прибора позволяет производить измерения в температурном диапазоне 1.8 – 1000 К с точностью определения температуры не хуже $\pm 1\%$. Магнитное поле создается сверхпроводящим магнитом с магнитными полями до ± 7 Т и шагом 2 Ое. Чувствительность измерений магнитного момента составляет $5 \cdot 10^{-8}$ едм ($5 \cdot 10^{-11}$ Ам²) при внешнем магнитном поле 2500 Ое. Образцы устанавливаются на специальный держатель (Рис. 12) и фиксируются лаком типа GE Varnish. Типовые размеры образца 3х3х3 мм. Измерения производятся в гелиевой среде с остаточным давлением порядка 10 Торг.

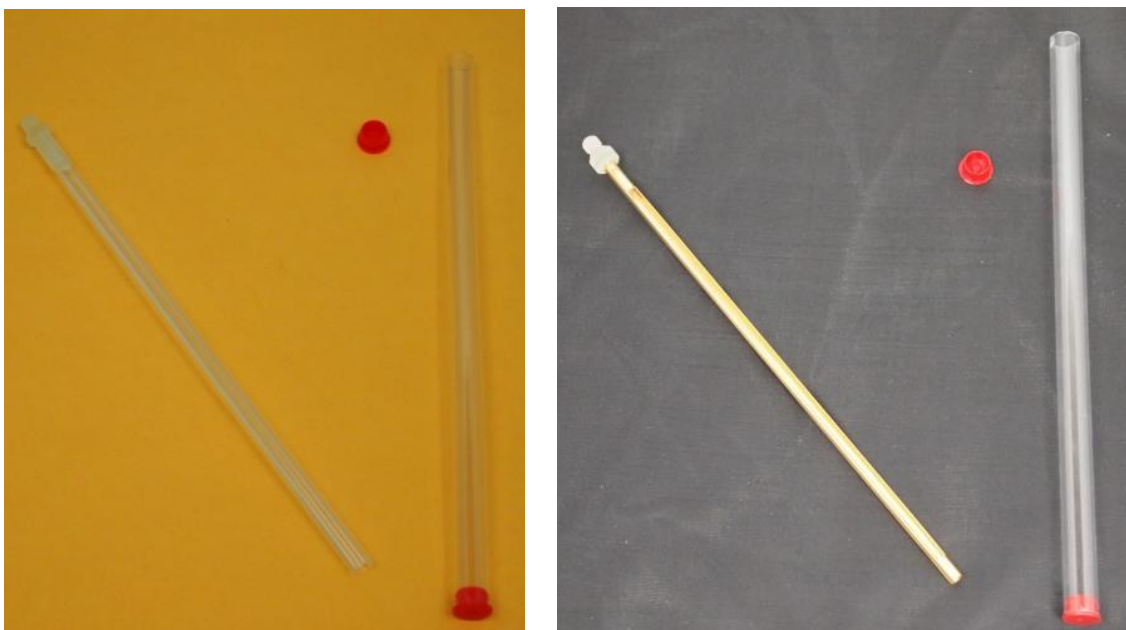


Рис. 12. Фотографии кварцевого и латунного держателей, на которые помещается исследуемый образец.

Измерения АС намагниченности производились на системе для измерения физических свойств материалов в широком диапазоне температур и магнитных полей PPMS-9 Evercool 2 Quantum Design (Рис. 13). Данная система позволяет производить измерения АС намагниченности в диапазоне температур 1,9 – 350 К, магнитных полях до 9 Т, в частотном диапазоне АС поля 10 Hz – 10 kHz и амплитудах АС поля 0,005 – 15 Ое. Чувствительность измерений магнитного момента составляет $2 \cdot 10^{-8}$ ем.

В ходе эксперимента производилось сканирование по температуре в диапазоне 1,9 – 10 К при различных постоянных (DC) магнитных полях от 10 Ое до 6500 Ое. При каждой температуре регистрировалась АС намагниченность для амплитуды возбуждающего поля 1 Ое при различных частотах от 90 Hz до 7 kHz.



Рис. 13. Внешний вид системы PPMS-9 + EverCool-II производства компании Quantum Design

IV. Результаты эксперимента

Первые измерения были сделаны на сквид-магнитометре, сначала в режиме ZFC (zero-field-cooling) образец охлаждался в отсутствии внешнего стационарного магнитного поля. После достижения температуры T ниже критической T_c (в нашем случае $T = 1,8$ K), включался источник внешнего стационарного магнитного поля и измерения производились при нагреве до температуры выше критической ($T = 10$ K), следующим шагом было охлаждение образца в режиме FC (field-cooling), т.е. измерение при охлаждении в присутствии внешнего стационарного поля до $T = 1,8$ K. Такие измерения были выполнены для ряда внешних полей от 10 до 6500 Oe. По результатам данных измерений были построены графики температурных зависимостей изменения магнитной восприимчивости образца χ (Рис. 14).

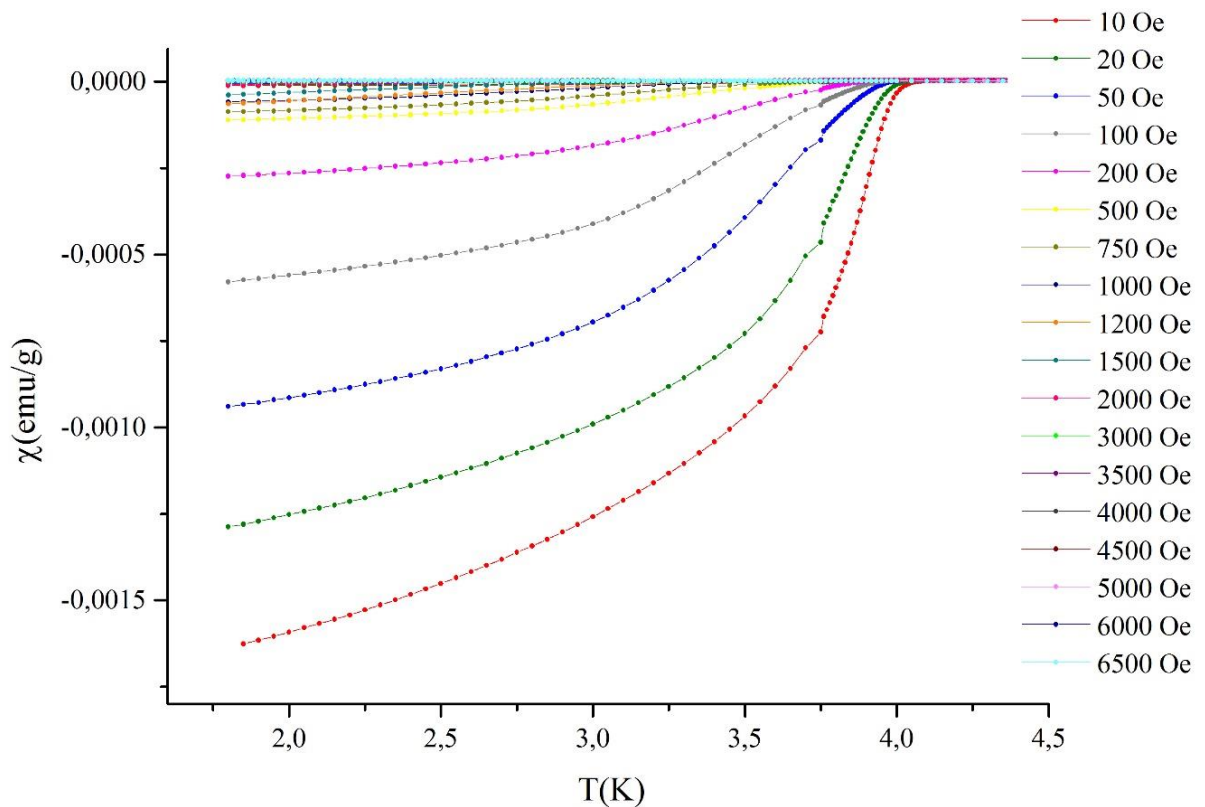


Рисунок 14. Температурные зависимости изменения DC-восприимчивости χ , измеренные при различных внешних полях (от 10 до 6500 Oe) в области сверхпроводящего перехода.

Восприимчивость χ , в данном случае нормированная на массу, характеризует связь между магнитным моментом (намагниченностью) образца и приложенным внешним постоянным магнитным полем:

$$\chi = \frac{M}{H \cdot m},$$

где M – намагниченность (магнитный момент) образца, H - напряжённость внешнего магнитного поля, m – масса образца.

На Рис. 15 отдельно представлены температурные зависимости при низких внешних полях.

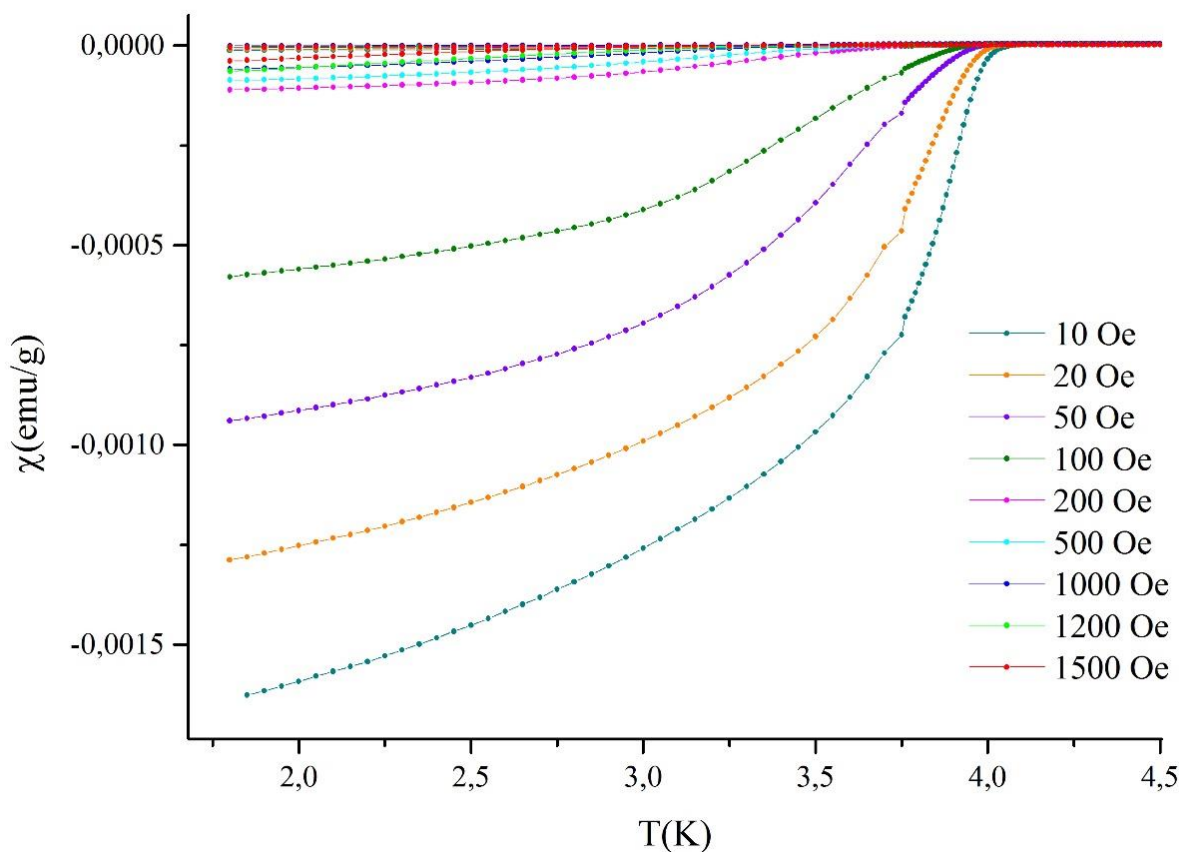


Рисунок 15.. Температурные зависимости изменения DC-восприимчивости χ , измеренные при низких внешних полях (от 10 до 1500 Oe) в области сверхпроводящего перехода.

По таким зависимостям находились критическая температура T_c и температура необратимости T_{irr} , определяемая как температура, при которой происходит разделение кривых, измеренных в режиме ZFC и FC. На Рис. 16 данные температуры наглядно изображены. Из рисунка можно видеть, что T_c находится в точке, где график начинает отклоняться от прямой, а T_{irr} – в точке расхождения температурных кривых.

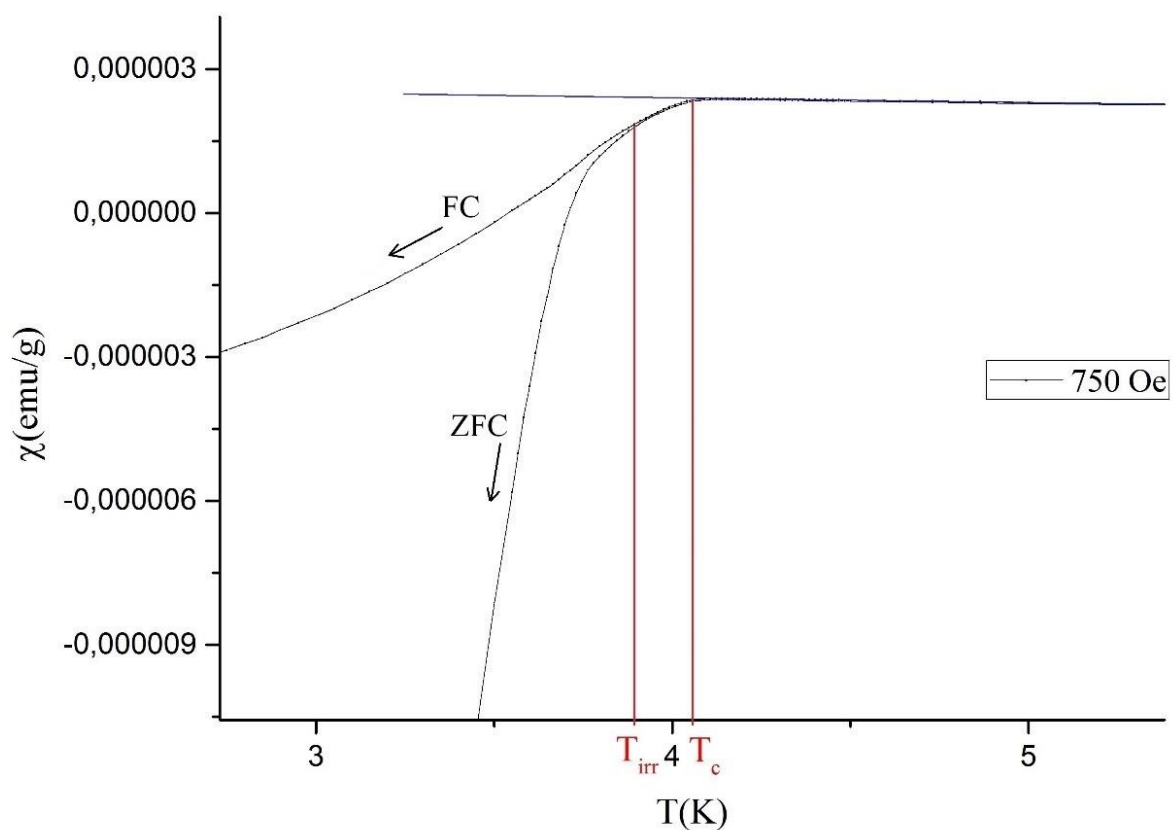


Рис. 16. Фрагмент температурной зависимости изменения DC-восприимчивости χ в области сверхпроводящего перехода, на которой представлены критическая температура T_c и температура необратимости T_{irr} .

Следующим шагом было построение зависимостей критических температур T_c и температур необратимости T_{irr} от соответствующих им внешних постоянных полей H_0 (Рис. 17). Зависимость между H_0 и T_c наглядно демонстрирует наличие областей с отрицательной кривизной при высоких полях и областей с положительной кривизной при более низких полях (примерно от 500 Ое и ниже).

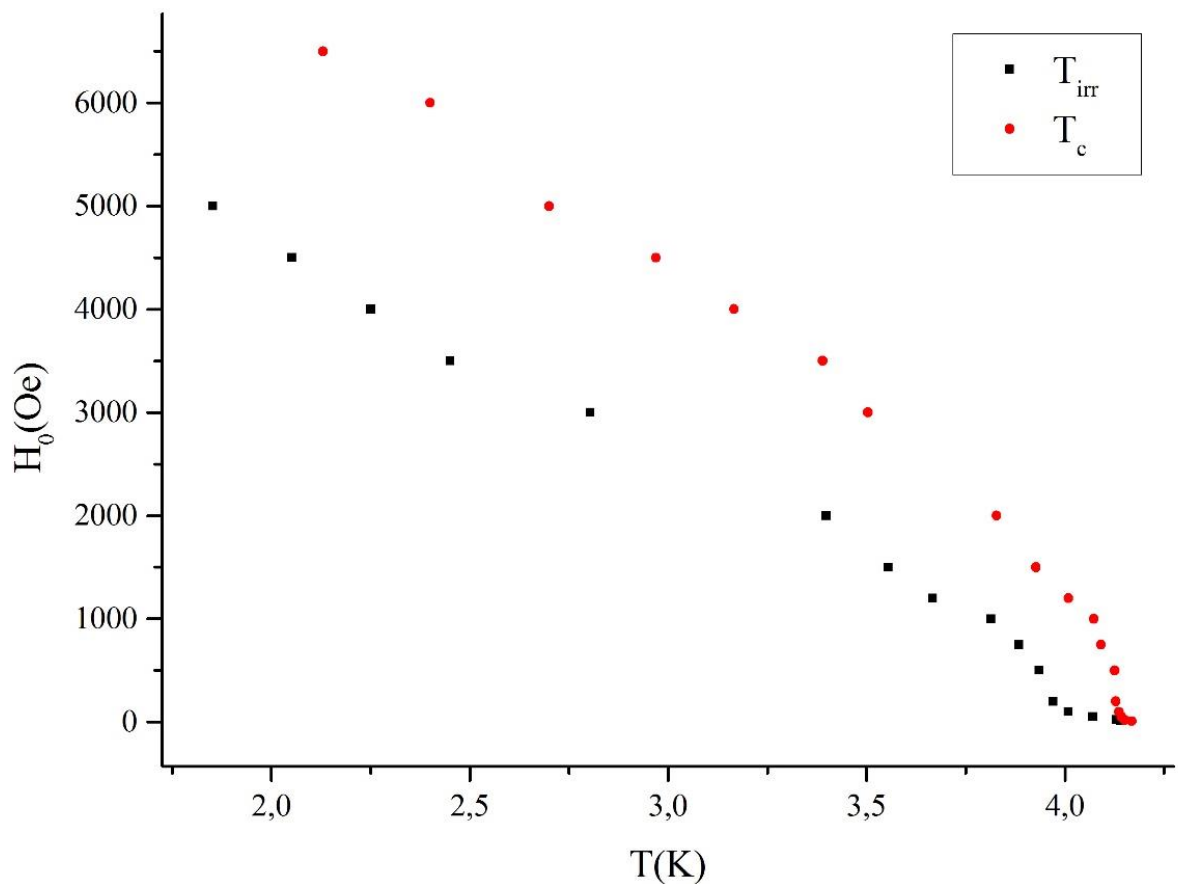


Рис. 17. Зависимость критических температур T_c и температур необратимости T_{irr} от соответствующих им внешних постоянных полей H_0 .

На Рис. 18 эти области схематично отмечены пунктирной (отрицательная кривизна) и сплошной (положительная кривизна) линиями. Для зависимости $H_0(T_{irr})$ характерна та же тенденция, хоть и на графике это наблюдается не так явно. Кривая, описывающая поведение T_c в области полей выше 500 Ое (т.е. пунктирная линия) соответствует теоретическим ожиданиям и экспериментальным данным для большей части сверхпроводников второго рода. Поведение же кривой в районе низких полей (< 500 Ое) является аномальным.

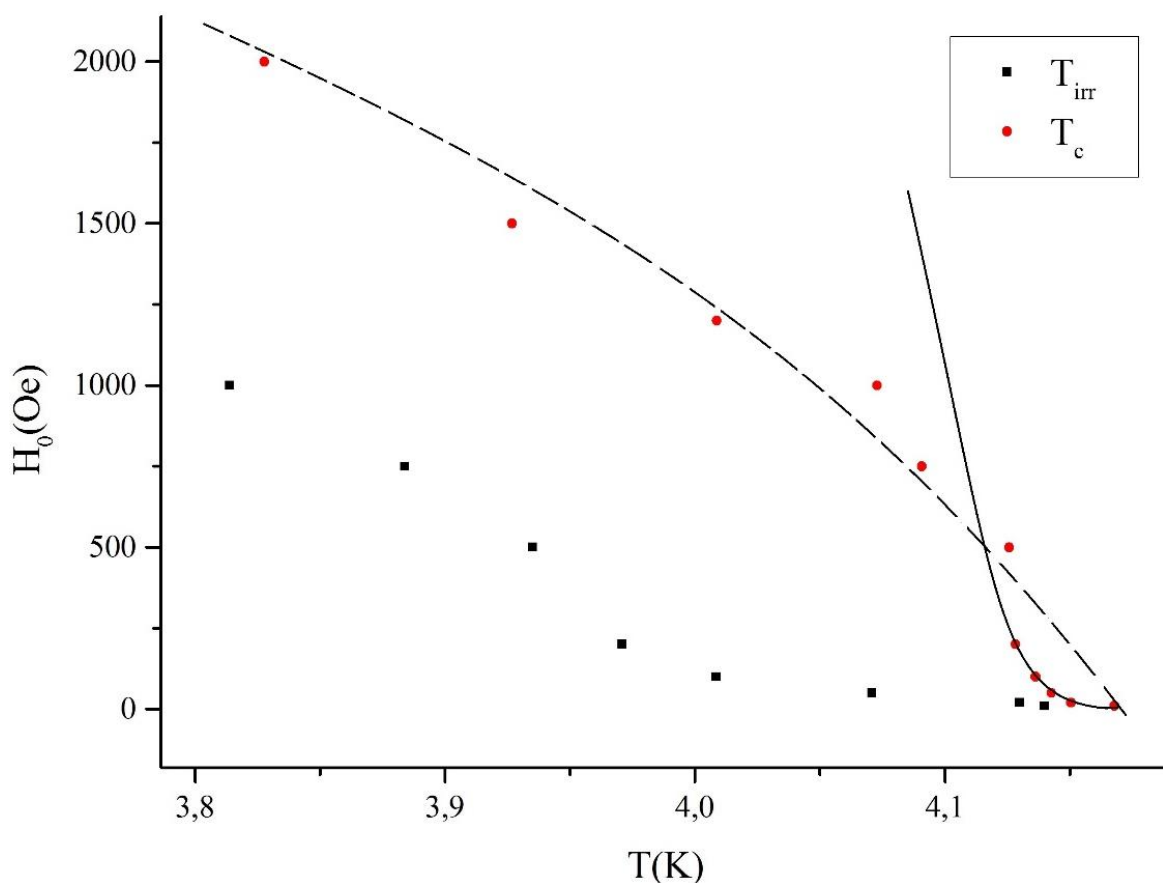


Рис. 18. Фрагмент зависимостей критических температур T_c и температур необратимости T_{irr} от соответствующих им внешних постоянных полей H_0 . Пунктирной линией обозначена область положительной кривизны (поля выше 500 Ое), а сплошной – область отрицательной кривизны (поля ниже 500 Ое).

Ряд следующих измерений был снят при помощи установки PPMS-9. На рисунках 19 и 20 построены температурные зависимости вещественной χ' и мнимой χ'' частей АС-восприимчивостей соответственно для амплитуд возбуждающего поля H_{AC} в диапазоне от 0.1 Ое до 5 Ое при частоте 1 kHz и в присутствии внешнего DC-поля 50 Ое. По графикам можно наблюдать трансформацию и сдвиг области фазового перехода в зависимости от амплитуды. Видно, что с ростом амплитуды пик становится менее выраженным и смещается в область более низких температур.

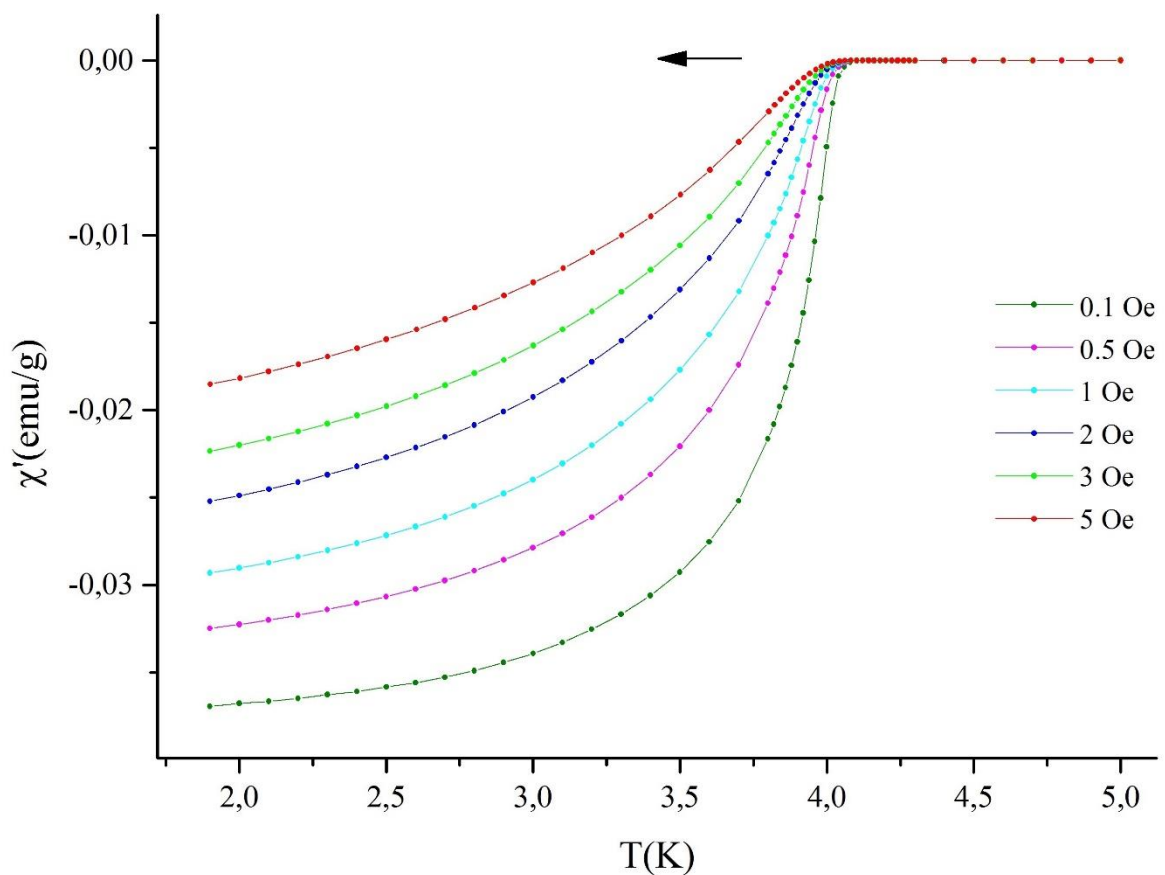


Рис. 19. Температурные зависимости вещественной χ' части АС-восприимчивости для амплитуд возбуждающего поля H_{AC} в диапазоне от 0.1 Ое до 5 Ое при частоте 1 kHz и в присутствии внешнего стационарного поля 50 Ое. Стрелка указывает смещение области фазового перехода в сторону более низких температур с ростом амплитуды.

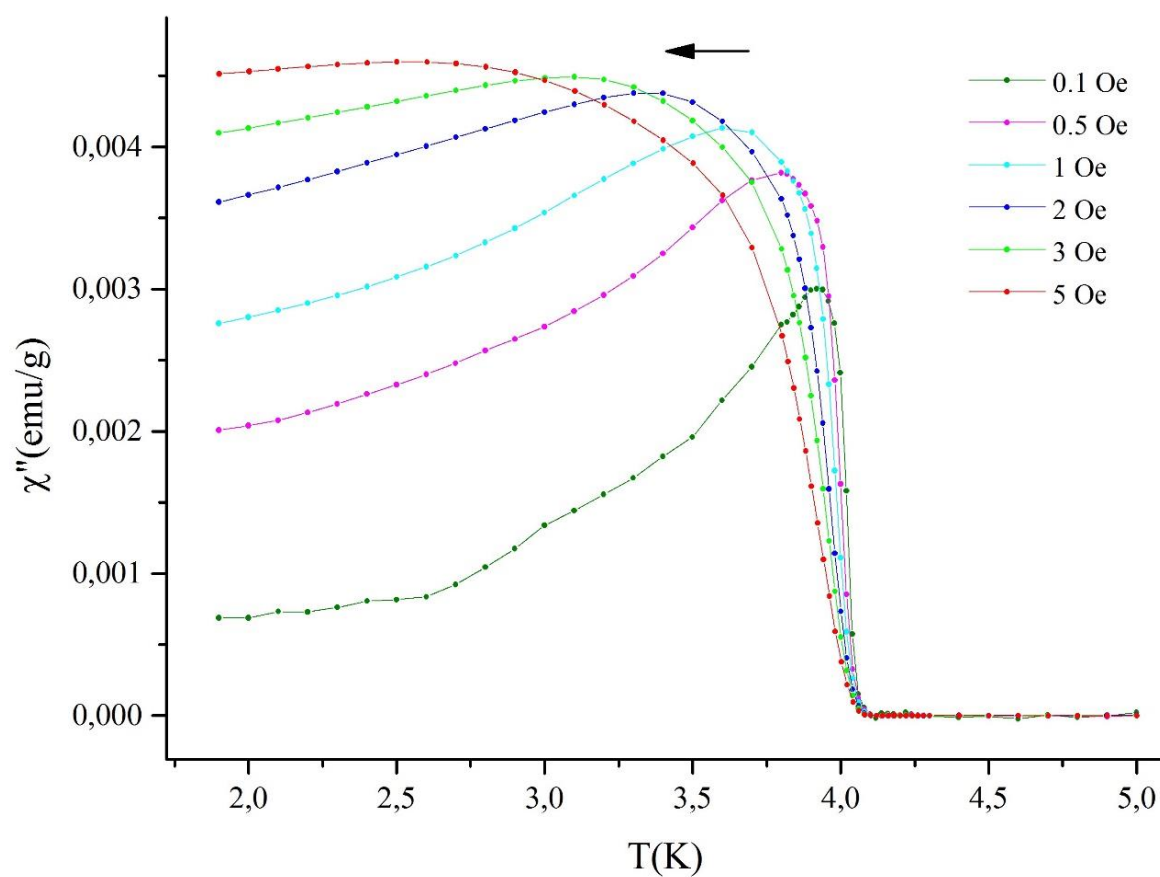


Рис. 20. Температурные зависимости мнимой χ'' части АС-восприимчивости для амплитуд возбуждающего поля H_{AC} в диапазоне от 0.1 Oe до 5 Oe при частоте 1 kHz и в присутствии внешнего стационарного поля 50 Oe. Стрелка указывает смещение пика в область более низких температур с ростом амплитуды.

На рисунках 21 и 22 представлены температурные зависимости действительной и мнимой частей АС-восприимчивости, полученные на разных частотах (от 90 до 7000 Hz), при $H_{AC} = 1$ Oe и $H_0 = 1500$ Oe. Можно заметить, что изменения χ' и χ'' с частотой довольно слабые, но тем не менее четкие и систематические. Пики мнимой части и соответствующие ступени действительной части постепенно сдвигаются в сторону более высоких температур с ростом частоты переменного поля.

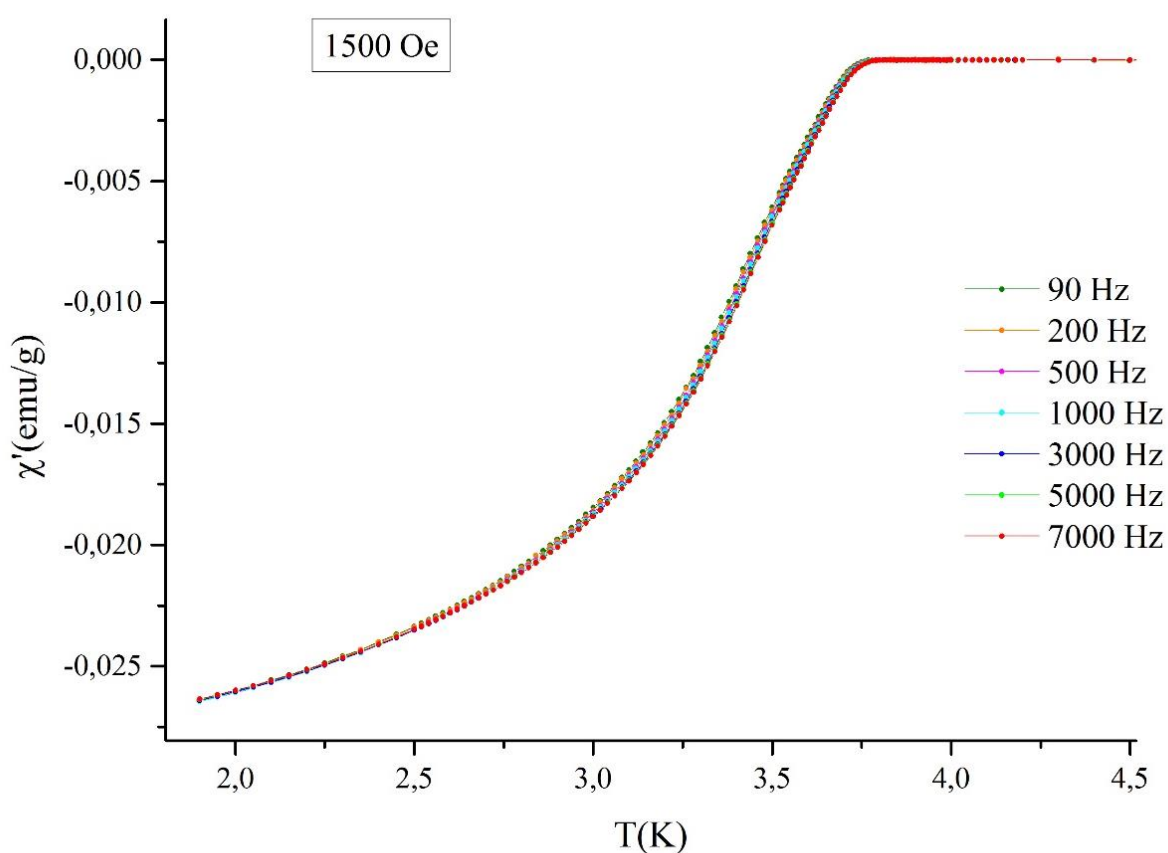


Рис. 21. Температурные зависимости действительной χ' части АС-восприимчивости, полученные на разных частотах (от 90 до 7000 Hz), при $H_{AC} = 1$ Oe и $H_0 = 1500$ Oe.

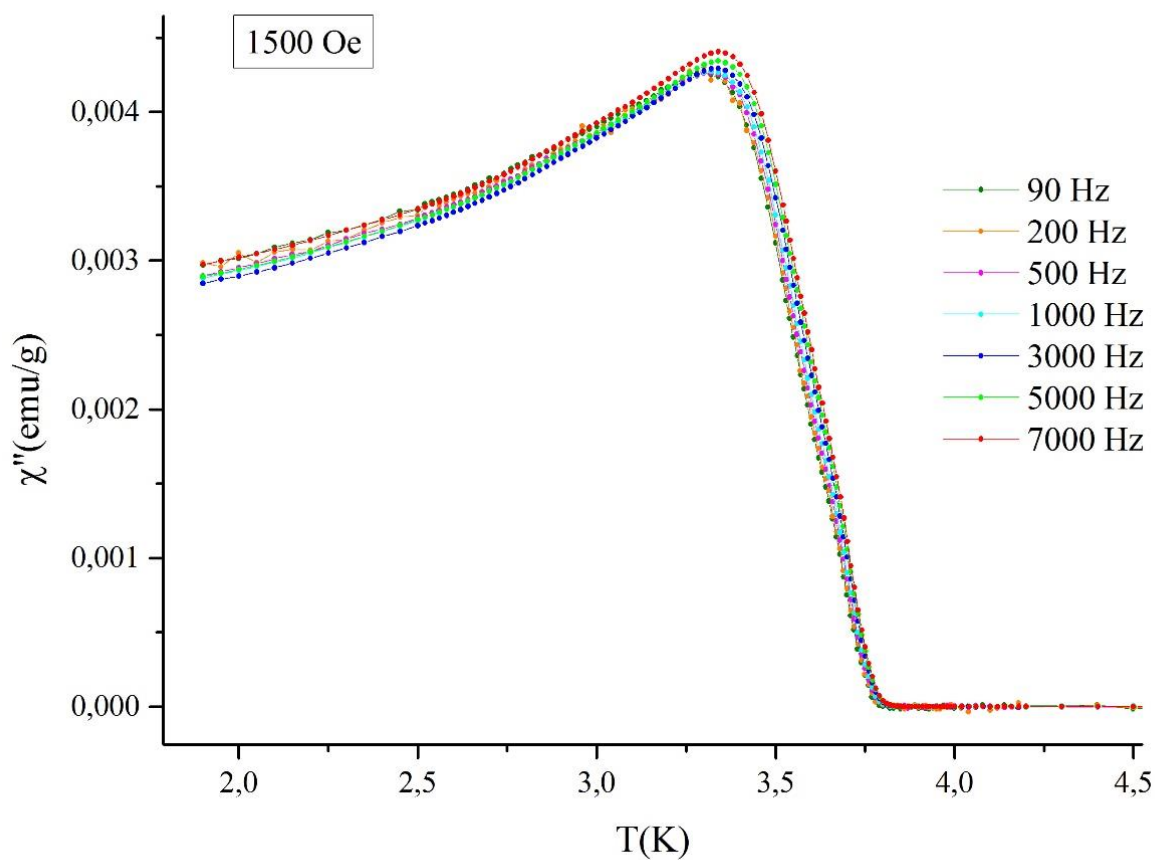


Рис. 22. Температурные зависимости мнимой χ'' части АС-восприимчивости, полученные на разных частотах (от 90 до 7000 Hz), при $H_{AC} = 1$ Oe и $H_0 = 1500$ Oe.

Аналогичные измерения для диапазона частот от 90 Hz до 7000 Hz были проведены в DC-полях H_0 достигающих 3 kOe. Температурные зависимости АС-восприимчивости в различных стационарных полях, полученные на частоте 7 kHz и амплитуде $H_{AC} = 1$ Oe приведены на Рис. 23 и Рис. 24 для вещественной χ' и мнимой χ'' соответственно. Заметим, что пик в мнимой части АС-восприимчивости χ'' сдвигается в сторону низких температур с ростом H_0 .

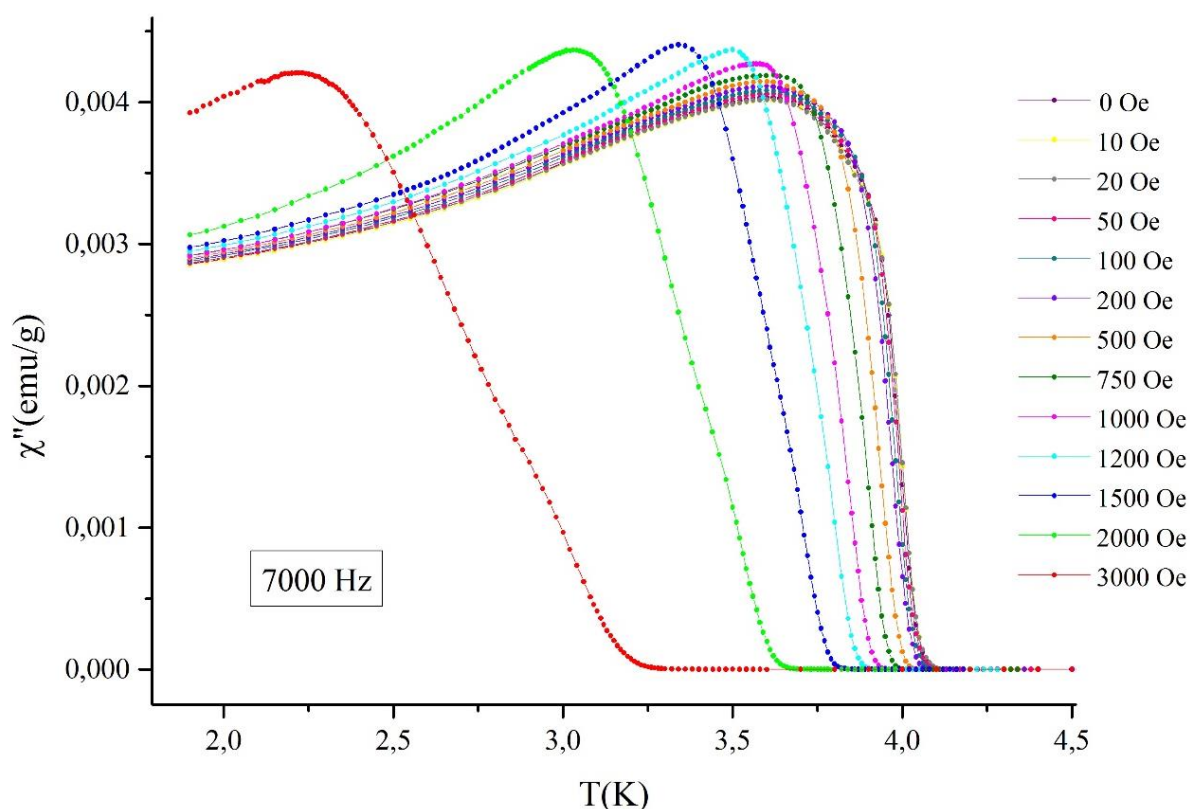


Рисунок 23. Температурные зависимости вещественной части АС-восприимчивости χ' в диапазоне стационарных полей от 0 Oe до 3 kOe, полученные на частоте 7 kHz и амплитуде $H_{AC} = 1$ Oe

Из графиков, изображенных на Рис. 24, в вершинах пика были найдены температуры максимумов H , для достоверного определения вершины пика в программе OriginLab их области были аппроксимированы наиболее подходящими полиномами.

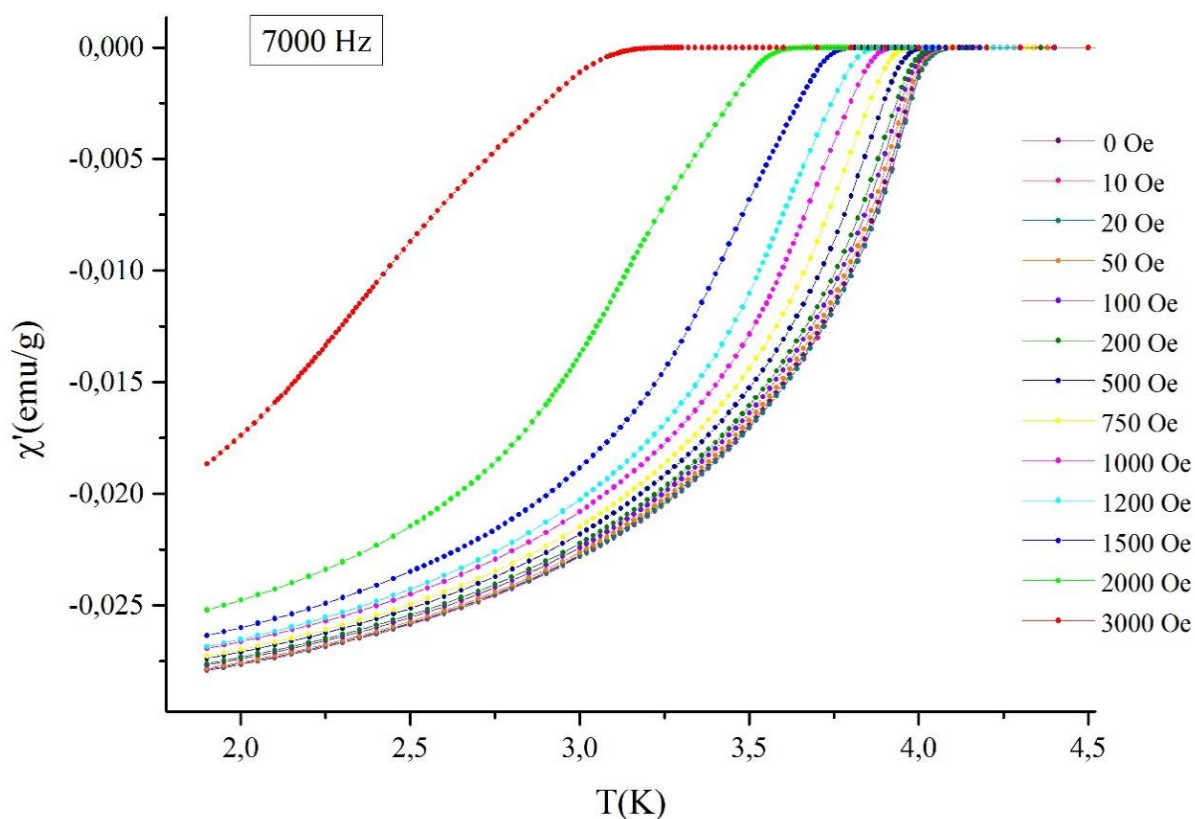


Рисунок 23. Температурные зависимости мнимой части АС-восприимчивости χ'' в диапазоне стационарных полей от 0 Oe до 3 kOe, полученные на частоте 7 kHz и амплитуде $H_{AC} = 1$ Oe

По результатам данных определения положения максимумов при разных частотах были построены логарифмические зависимости частот $\ln(f)$ АС-поля от обратной температуры пиков $1/T_p$ (Рис. 25) – аррениусовские графики.

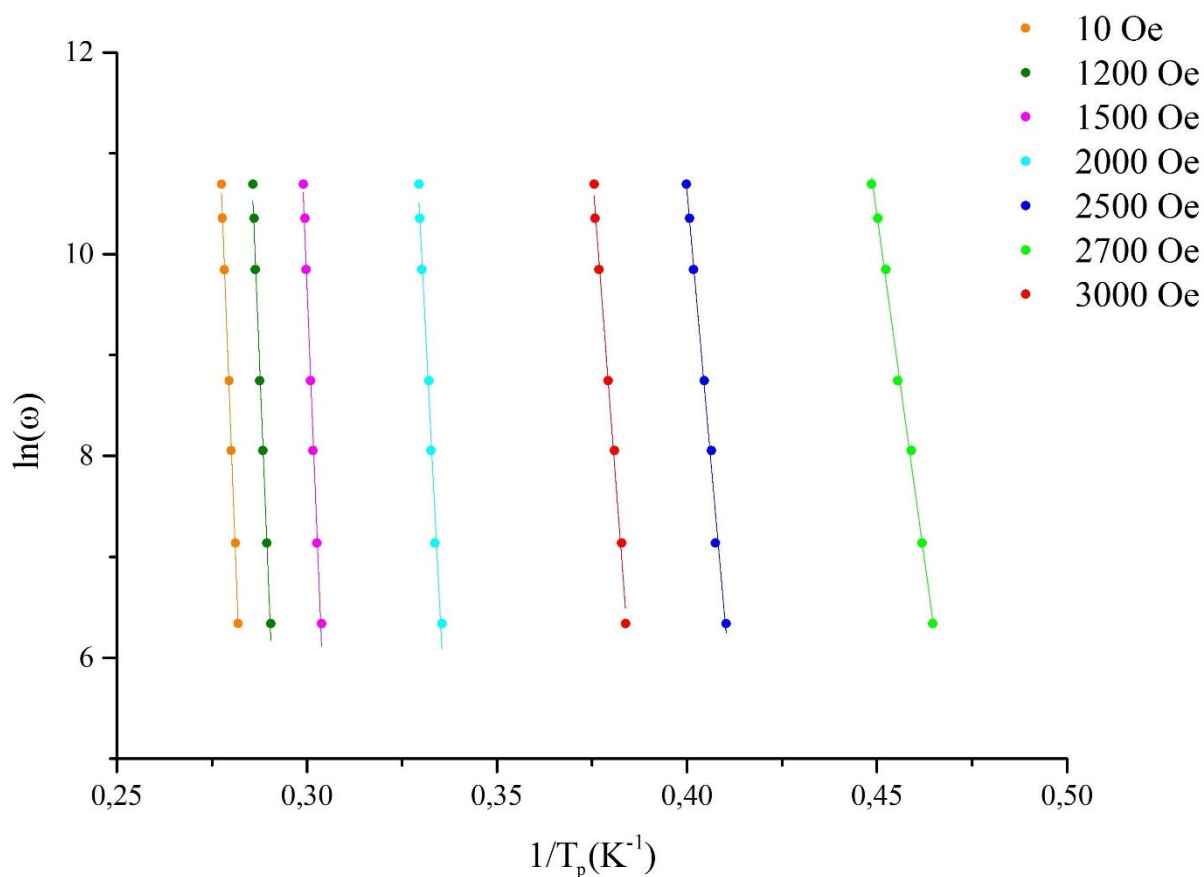


Рис. 25. Аррениусовские графики: логарифмические зависимости частот $\ln(f)$ АС-поля от обратной температуры пиков $1/T_p$.

Данные зависимости соответствуют уравнению Аррениуса

$$f = f_0 \exp\left(\frac{-U_a}{k_b T}\right),$$

что подтверждает существование термически-активированного крипа магнитного потока. [10,11,12]. На Рис. 26 отмечены найденные величины энергий активации U_a , соответствующие внешним магнитным ДС-полям H_0 . Их значения велики по сравнению с тепловыми энергиями. Это согласуется с амплитудной и частотной зависимости восприимчивости по переменному полю.

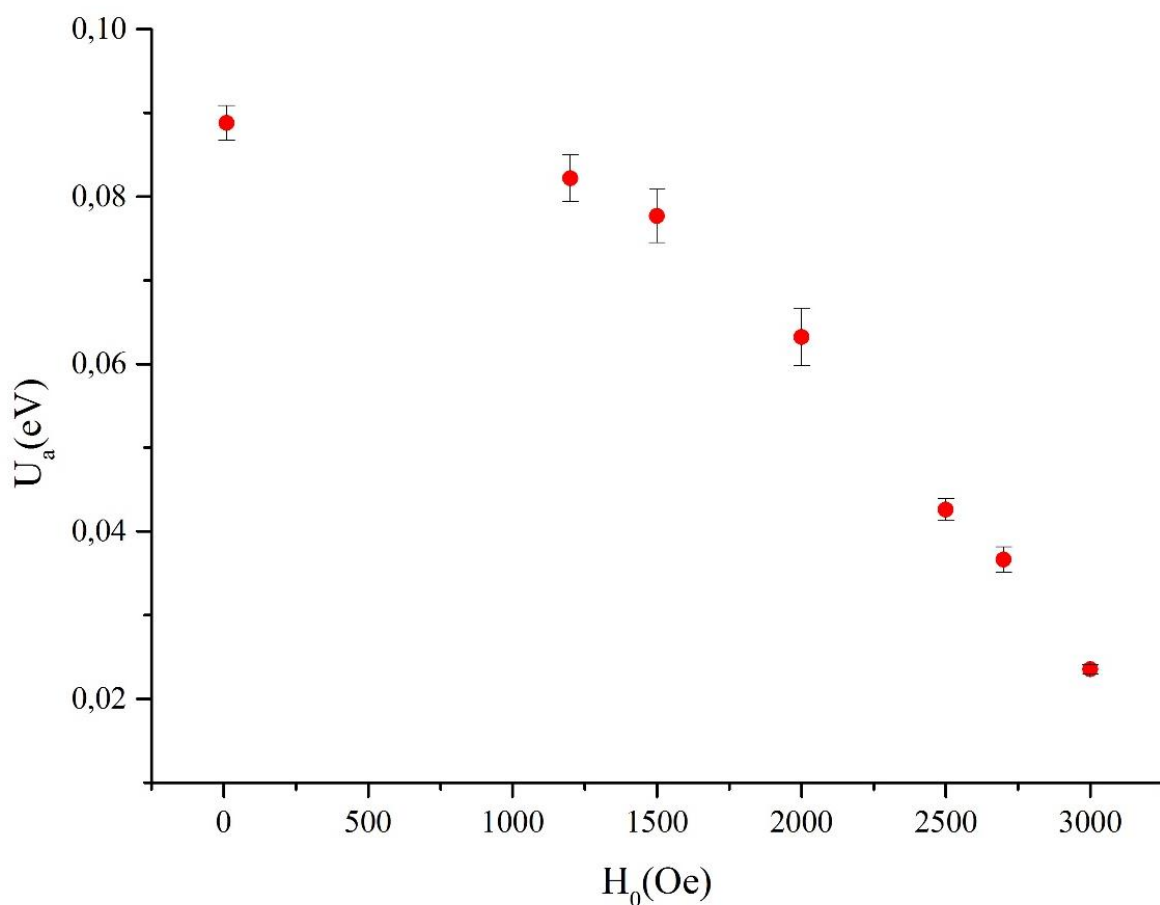


Рис. 26. Зависимость энергий активации U_a от соответствующих им внешних магнитных DC-полей H_0

Помимо общего снижения величины потенциального барьера U_a крипа решетки с увеличением поля, наблюдается резкий переход между двумя различными режимами в области поля $H_0 = 1200$ Ое. Отклонение потенциального барьера в области более низких полей постоянного тока заметно слабее, чем в более высоких. Уменьшение U_a с увеличением поля H_0 может быть описано с помощью двух степенных зависимостей $U_a \propto H_0^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 0.02$ для $H_0 < 1200$ и $\alpha \approx 1.26$ для $H_0 > 1200$ Ое. Оба коэффициента α были найдены из графика, изображенного на Рис. 27.

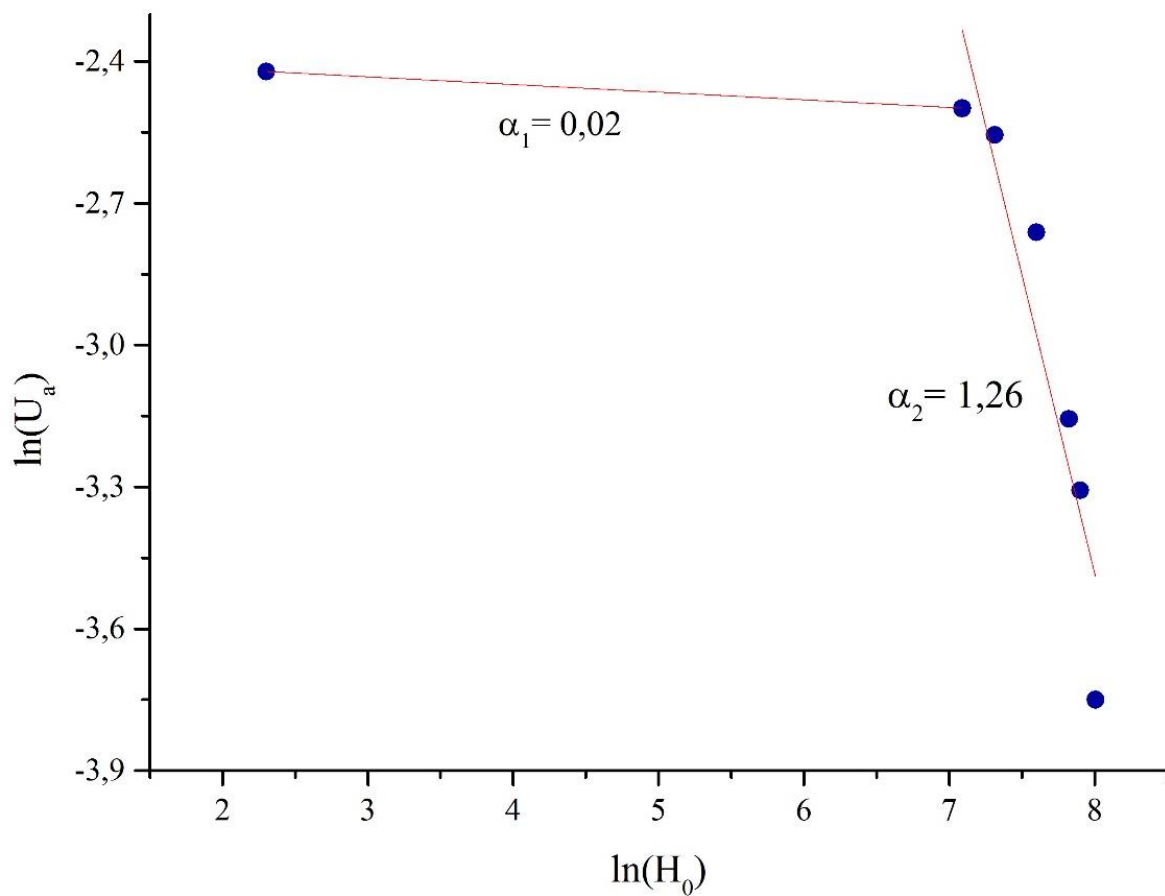


Рис. 27. Логарифмическая зависимость энергий активации U_a от соответствующих им внешних магнитных DC-полей H_0 . Линейные аппроксимации двух областей графика (для $H_0 < 1200$ Oe и $H_0 > 1200$ Oe) отмечены красными прямыми.

V. Обсуждение результатов

Как уже говорилось во введении ранние исследования сверхпроводящих нанокompозитов, основанные на нанопористых матрицах, заполненных металлами, показали, что такие нанокompозиты ведут себя как грязные сверхпроводники второго II рода. Изменение типа сверхпроводимости обусловлено тем, что существенно сокращается длина корреляции из-за уменьшения длины свободного пробега электронов. Если продлить линию верхнего критического поля до нулевой температуры на рис. 19, то $H_{c2}(0)$ примерно будет равна 11600 Ое, эти данные позволяют нам оценить длину когерентности из уравнения ГЛ

$$\xi = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi H_{c2}(0)}} = 16.8 \text{ nm},$$

заметим, что ее значение близко к значению размера пор матрицы.

Рассмотрим теперь подробнее данные АС-измерений, на графиках из Рис. 19-, 22 прослеживается весьма заметная зависимость АС-восприимчивости от амплитуды переменного поля и достаточно слабая зависимость от частоты. Такие особенности для сверхпроводников второго рода могут быть трактованы в рамках модели критического состояния Бина [26, 27], предполагая влияние термоактивированного крипа магнитного потока. Основной посылкой модели Бина является предположение, что плотность \mathbf{j} экранирующих токов внутри сверхпроводника везде имеет постоянное значение и равно плотности критического тока в образце j_c . Согласно этой модели в сверхпроводнике второго рода устанавливается критическое состояние, в котором плотность тока (всюду, где она отлична от нуля) можно считать равной $j_c(T, B)$. Этот критический ток по величине зависит как от температуры, так и от величины магнитного поля. Слабые изменения АС-восприимчивости от частоты означают, что величина критического тока j_c слабо зависит от напряжения и показатель степени $n = \frac{\partial E}{\partial j_c}$ является большим. В данном случае, считается, что критическая плотность тока j_c пропорциональна амплитуде переменного поля при температуре T_c .

Сложная структура нанокompозита, выбранная для исследования, вероятнее всего оказывает влияние на геометрию и динамику вихрей в разных условиях пиннинга и в разных областях образца. Анализ частотных зависимостей АС-восприимчивости дал возможность получить информацию по данному вопросу. На рис. 26 мы наблюдаем, что зависимость от внешнего поля потенциального барьера при более низких полях постоянного тока

заметно слабее, чем при более высоких полях. Уменьшение U_a с увеличением H_0 поля смещения мы описать с помощью двух степенных зависимостей

$\alpha_1 = 0,02$ и $\alpha_2 = 1,26$ для $H_0 < 1200$ Ое и $H_0 > 1200$ Ое, соответственно. Подобный переход от слабой зависимости при малых полях к более сильным изменениям при высоких полях были найдены для различных видов сверхпроводников в работах [21-24, 27]. Было выдвинуто предположение, что изменение показателя степени α для сильно анизотропных или многослойных сверхпроводников происходит по причине пространственного движения вихрей. Однако, по результатам исследования других сверхпроводников были предложены и иные сценарии, такие как переходы от движения одиночного вихря к групповому крипу, также возможен переход от упругой к пластичной ползучести или даже от жидкой вихревой структуре к стеклянной. Важность роли геометрических факторов в поведении вихря была доказана экспериментально. В случае исследуемых нанокомпозитов геометрические факторы представляются наиболее важными.

Выводы

1. В настоящей работе был проведен обзор физических основ явления сверхпроводимости. Обсуждалась микроскопическая модель БКШ и феноменологическая модель Гинзбурга-Ландау.
2. Рассмотрена структура нанокompозита на основе пористого стекла с введенными в поры наночастицами сплава BiSn.
3. Проведены исследования магнитных свойств нанокompозита в температурной области сверхпроводимости. Измерены температурные зависимости статической восприимчивости в широком диапазоне магнитных полей. Измерены температурные зависимости динамической восприимчивости при различных частотах и амплитудах переменного поля и в различных полях.
4. На основе полученных экспериментальных данных построена фазовая диаграмма сверхпроводника. Показано, что нанокompозит является сверхпроводником второго рода. Сделаны оценки длины когерентности. Выявлены области необратимости и построены зависимость температуры необратимости от величины магнитного поля. Обнаружено изменение кривизны линий на фазовой диаграмме, которые связываются с геометрией нанокompозита.
5. На основании зависимостей динамической восприимчивости от частоты и амплитуды поля сделан вывод о наличии в системе термоактивированного крипа вихрей. Построены аррениусовские графики из данных о смещении пиков мнимой части восприимчивости с изменением частоты поля. Рассчитаны потенциальные барьеры для термоактивационного движения вихрей. Обнаружено различие динамики вихрей в сильных и слабых полях.

Список литературы

1. Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю. Введение в физику низких температур. — М., 1971, стр. 153 .
2. George L. Trigg. Landmark Experiments in Twentieth Century Physics/ George L. Trigg. – New York : Dover Publications ; London : Constable, 1995, ©1975, стр. 39.
3. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, № 124, 1912, стр. 23.
4. W. Meissner, R. Ochsenfeld – Naturwissenschaften, 1933, 21 (44): стр. 787–788.
5. By Piotr Jaworski, Pion EN DE PL; POLAND/Poznań (Inspiration: Image:EXPULSION.png) [Public domain], via Wikimedia Commons: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File%3AEfektMeisnera.svg> .
6. Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980, стр. 19-22, 191.
7. Шмидт В. В., Введение в физику сверхпроводников, М., 1982, стр. 27, 28, 328, 171;
8. L. N. Cooper, Phys. Rev. 104, 1189, 1957.
9. А. Роуз-Инс, Е. Родерик, Введение в физику сверхпроводимости, М., 1972 г., стр. 150.
10. Универсальная научно-популярная энциклопедия «Кругосвет»: http://www.krugosvet.ru/images/1002326_6780_003.gif , 1997-2016.
11. Абрикосов А. А., ЖЭТФ, 1957, 32, 1442.
12. Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987
13. Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968
14. А. А. Abrikosov, «Type II Superconductors And The Vortex Lattice», Nobel Lecture, December 8, 2003, стр. 66.
15. Xiongjie Yu, Vortices in Type-II Superconductors, 2012, стр. 8
16. U. Essmann, H. Trauble, Physics Letters 24A, 526, 1967
17. MPMS SQUID VSM User's Manual, 1500-100, Rev. E0 , April 2010, стр. 4-2.
18. F. Gömöry, Supercond. Sci. Technol. 10, 523, 1997.
19. M. Nikolo and R. B. Goldfarb, Phys. Rev. B 39, 6615, 1989.
20. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, and J.V. Waszczak, Phys. Rev. B 41, 6621, 1990.
21. G. Prando, P. Carretta, R. De Renzi, S. Sanna, H.-J. Grafe, S. Wurmehl, and B. Büchner, Phys. Rev. B 85, 144522, 2012.

22. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1662, 1988.
23. S. R. Ghorbani, X. L. Wang, M. Shabazi, S. X. Dou, K. Y. Choi, and C. T. Lin, *Appl. Phys. Lett.* 100, 072603, 2012.
24. H. Lei, R. Hu, and C. Petrovic, *Phys. Rev. B* 84, 014520, 2011.
25. E. V. Charnaya, C. Tien, K. J. Lin, and Y. A. Kumzerov, *Phys. Rev. B* 58, 11089, 1998.
26. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* 8, 250, 1962.
27. M. K. Lee, E. V. Charnaya, Cheng Tien, L. J. Chang¹ and Yu. A. Kumzerov⁵, *J. Appl. Phys.* 113, 113903, 2013.
28. A. Kanda, B. J. Baelus, D. Y. Vodolazov, J. Berger, R. Furugen, Y. Ootuka, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* 76, 094519, 2007.
29. G. Karapetrov, J. Fedor, M. Iavarone, D. Rosenmann, and W. K. Kwok, *Phys. Rev. Lett.* 95, 167002, 2005.
30. Y. J. Rosen, A. Sharoni, and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* 82, 014509 (2010).
31. J. Wang, Y. Sun, M. Tian, B. Liu, M. Singh, and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. B* 86, 035439, 2012.
32. E. V. Charnaya, C. Tien, K. J. Lin, C.-S. Wur, and Y. A. Kumzerov, *Phys. Rev. B* 58, 467, 1998.
33. E. V. Charnaya, C. Tien, C. S. Wur, and Y. A. Kumzerov, *Physica C* 269, 313, 1996.